

由式(3.5)可知,式(3.4)中周期方波切趾函数的+1级谐波分量恰好为式(3.3)中的正/余弦切趾函数,并且,周期方波信号的+1级谐波分量强度最大,是次极大+3级谐波分量的3倍。因此,式(3.4)所示的周期方波切趾函数可以很好地代替式(3.3)中正/余弦切趾函数,并且完全避免了直流折射率调制问题。采用周期方波切趾时,各点的折射率调制幅度是相同的,所不同的只是折射率调制的相位,式(3.4)中切趾函数的+1、-1、+j、-j分别代表折射率调制相位 π 、 $-\pi$ 、 0.5π 、 -0.5π ,因此这种切趾方式又称为相位采样。

图3.6所示为采用周期方波信号进行切趾的叠印光栅透射谱,可以看到,图3.6(a)与图3.4(a)基本相同,这说明周期方波切趾完全可以代替正/余弦切趾;所不同的是,采用周期方波切趾的DFB腔透射谱中多了一些强度较小的透射峰,这是由式(3.5)中的高阶傅立叶谐波分量产生的,可以看到,这些透射峰的强度要比主透射峰弱很多,说明这些波长(谐振点)的单程透射损耗要远大于主谐振点 λ_1 和 λ_2 的单程透射损耗,因此它们不会激射。

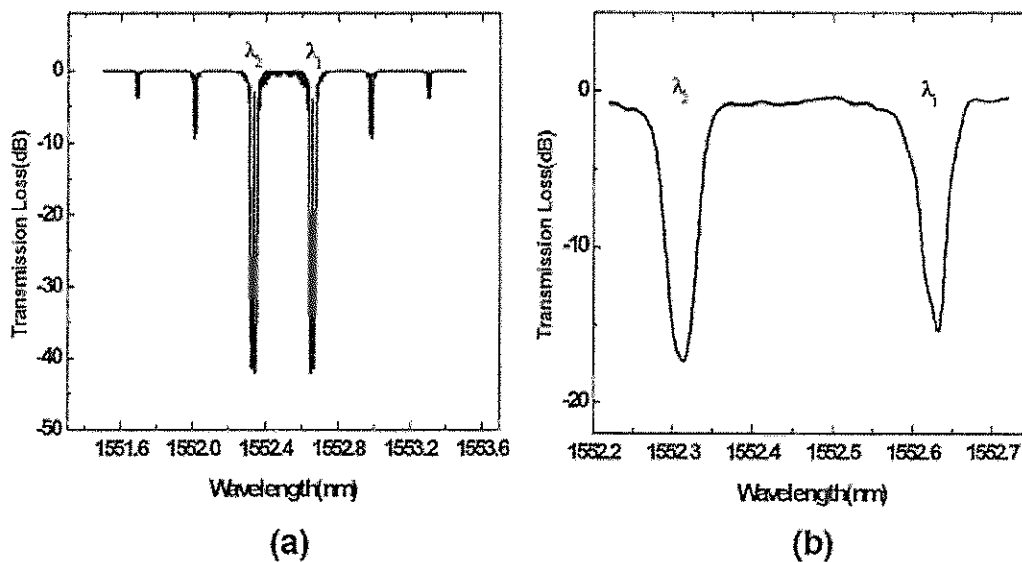


图3.6 采用周期方波信号进行切趾的DFB腔透射谱
(a) 仿真结果; (b) 实验结果

3.2.3 基于叠印光栅的双波长 DFB 激光器实验结果及讨论

利用氩离子倍频激光器（通过曝光提供折射率调制的幅度部分）、压电陶瓷微动平台（提供折射率调制的相位部分）和电控平移台（移动光斑进行扫描），我们将式(3.4)所示的光栅结构写在一段 Er-Yb 共掺光纤上，光栅具体参数如表 3.1 所示，所使用的 Er-Yb 共掺光纤的吸收系数为 15dB/m。该叠印光栅的透射谱如图 3.6(b)所示。可以看到，实验结果与 3.6(a)所示的仿真结果基本吻合，仅在折射率调制强度上存在差别；另外，由于光谱仪分辨率的原因，在实验结果中无法看到两个透射峰。将上述制备的光栅按图 3.7 所示方式与一个 980nm 半导体泵浦及一个 980nm/1550nm 耦合器相连接，即可构成一个双波长光纤 DFB 激光器。

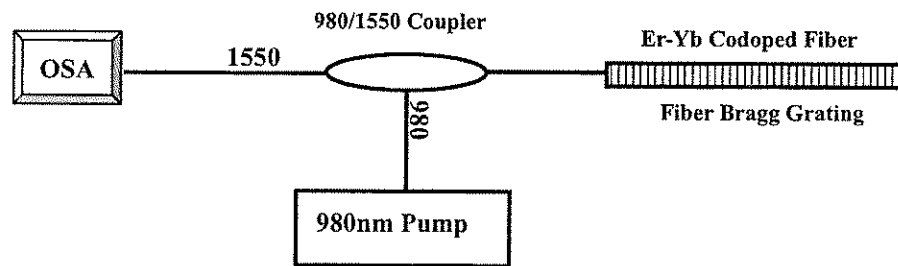


图 3.7 双波长 DFB 光纤激光器结构示意图

我们将 980nm 半导体泵浦激光器的输出功率调到 120mW，得到双波长 DFB 激光器的输出谱线如图 3.8 所示，此时双波长输出功率为 830 μ W。为了验证该双波长激光器的稳定性，在室温及无任何反馈控制的情况下，我们对激光器输出进行了长时间连续测试，在 3.5 小时中每隔半小时扫描一次光谱输出，得到的结果如图 3.9 所示。由图 3.8 及图 3.9 可知，这种基于叠印光栅的双波长 DFB 激光器具有非常稳定的输出，这说明它成功地克服了光纤激光器中最为关键的模式竞争问题，使得双波长同时激射成为可能。通过对该双波长 DFB 激光器进行时域仿真，我们得到了激射波长 λ_1 和 λ_2 的光场分布图，如图 3.10 所示。可以看到，这两个激射波长光场的主要部分发生了位置上的分离，证明了这种基于叠印光栅的 DFB 腔结构成功地实现了“部分分离谐振腔”。在实验中，通过观察增益光纤发出的绿色荧光，我们发现，在 DFB 腔的 L_1 和 L_2 位置处，荧光最亮，说明这两

处集中了激光器的大部分光强，这验证了 π 相移对纵向光场分布有非常强的限制作用；我们降低泵浦的输出功率，使得只有一个波长 λ_2 激射，这时只有 L_2 出现比较强的荧光，这验证了部分分离谐振腔理论，波长 λ_1 的谐振腔主要集中于 L_1 附近，而波长 λ_2 的谐振腔主要集中于 L_2 附近，正是这种谐振腔部分分离机制，成功地抑制了均匀展宽带来的模式竞争，实现了双波长激射。

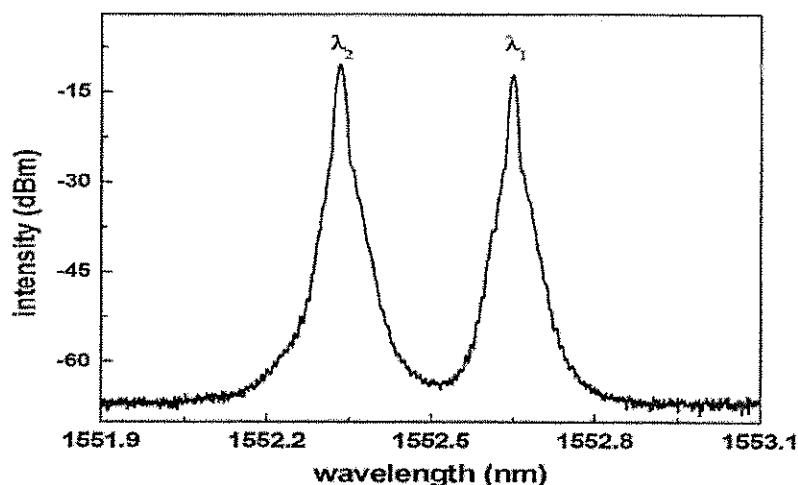


图 3.8 双波长 DFB 光纤激光器的输出光谱

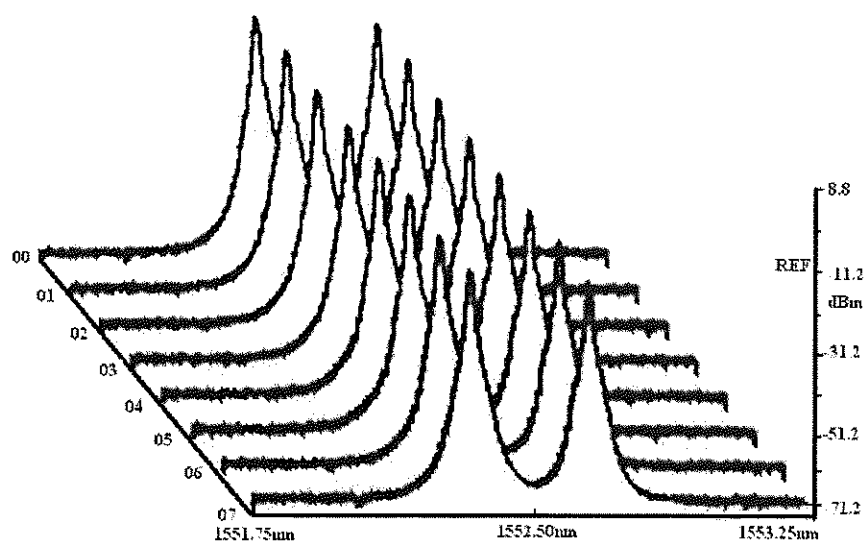


图 3.9 双波长 DFB 激光器的连续测试光谱（每 0.5h 测试一次）

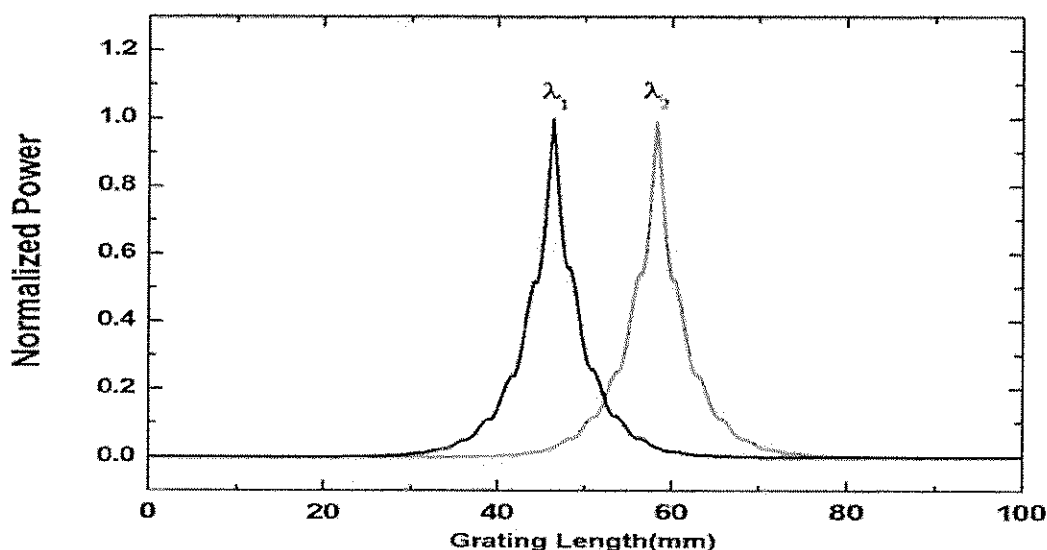
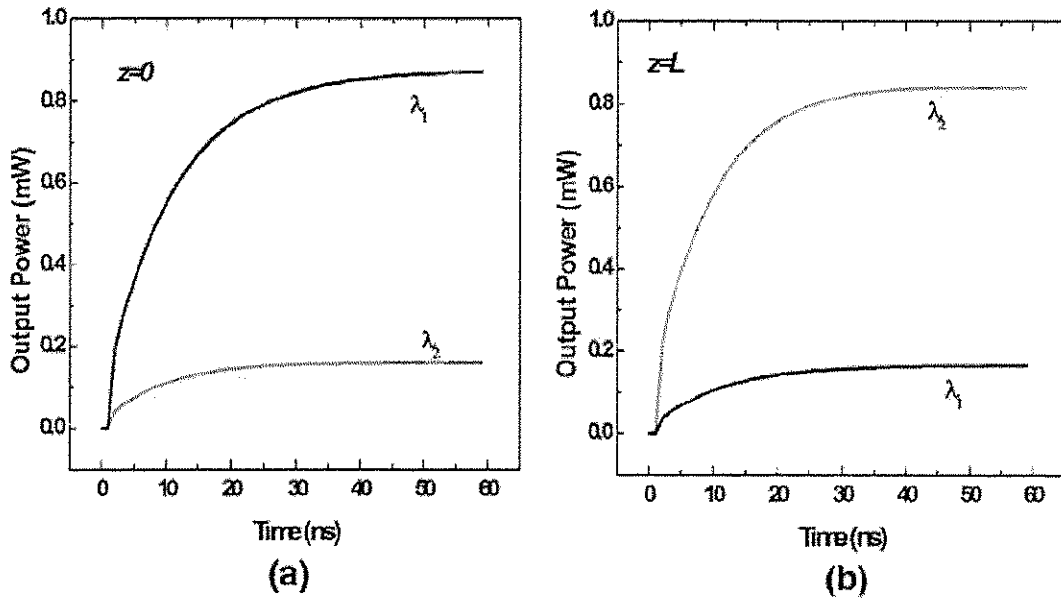


图 3.10 双波长 DFB 光纤激光器中的光场分布图

下面，我们通过对这种结构的双波长 DFB 光纤激光器进行时域仿真，简单地讨论一下光栅参数对激光器输出的影响。用于仿真的 DFB 腔参数设置如表 3.1 所示，再加上增益光纤的属性，我们得到表 3.2 所示激光器仿真参数。根据这些参数进行激光器时域仿真，我们得到激光器输出功率随时间变化曲线，图 3.11(a)和(b)分别表示激光器两端 $z=0$ 及 $z=L$ 处的输出功率变化。

表 3.2 基于叠印光栅的双波长 DFB 光纤激光器仿真参数设置

参数	数值
折射率调制幅度 Ac	0.5×10^{-4}
DFB 腔总长度 L	105.78mm
π 相移所在位置 L_1 和 L_2	46.89mm 和 58.89mm
双波长间隔 $\Delta\lambda$	0.312nm
光纤折射率 n_{eff}	1.4512
光栅周期 Λ	534.9nm
光腔净增益 σ_G	10m^{-1}
光腔饱和光强 I_s	5mW


 图 3.11 激光器两端输出光功率随时间的演化: (a) $z=0$; (b) $z=L$

1、谐振腔间距 $|L_1-L_2|$ 对两波长输出功率差的影响

由图 3.11 可知, 激光器两端的输出情况是非常类似的, 这是由激光器结构的对称性所致。与图 3.2 所示激光器结构相对应, $z=0$ 端距离波长 λ_1 的谐振腔较近而距离 λ_2 的谐振腔较远, 因此 λ_1 的输出功率大于 λ_2 的输出功率; 在激光器的另一端 $z=L$, 情况刚好相反。在激光器的输出端, 两波长功率有较大差别是不利的, 尤其是把双波长激光器用于微波产生时, 功率差别越大拍频效果越差。如上所述, 通过改变两个谐振腔之间的距离 $|L_1-L_2|$, 可以改变输出端的功率差。保持表 3.2 中其余参数不变, 改变 $|L_1-L_2|$ (并且保持 $L_1+L_2 \equiv L$) 的值, 得到输出功率情况变化曲线如图 3.12 所示。图中灰色实线为输出总功率变化曲线: 随着谐振腔间距减小, 所利用的增益介质长度减小, 两个激射波长之间的模式竞争加剧, 使得输出总功率迅速下降, 并且输出总功率对谐振腔之间距离非常敏感; 图中黑色实线为输出功率差与总功率之比变化曲线, 谐振腔间距减小, 即两个谐振腔到输出端的距离之差 $|L_1-L_2|$ 减小, 功率差减小。因此, 为了获得较小的功率差, 需要减小谐振腔之间的距离, 而为了获得较大的总输出功率, 则需要增大

谐振腔之间的距离。可见，我们所希望的“功率大，功率差小”的情况是相互矛盾的，在设计双波长激光器时，必须采取折衷，做到二者兼顾。

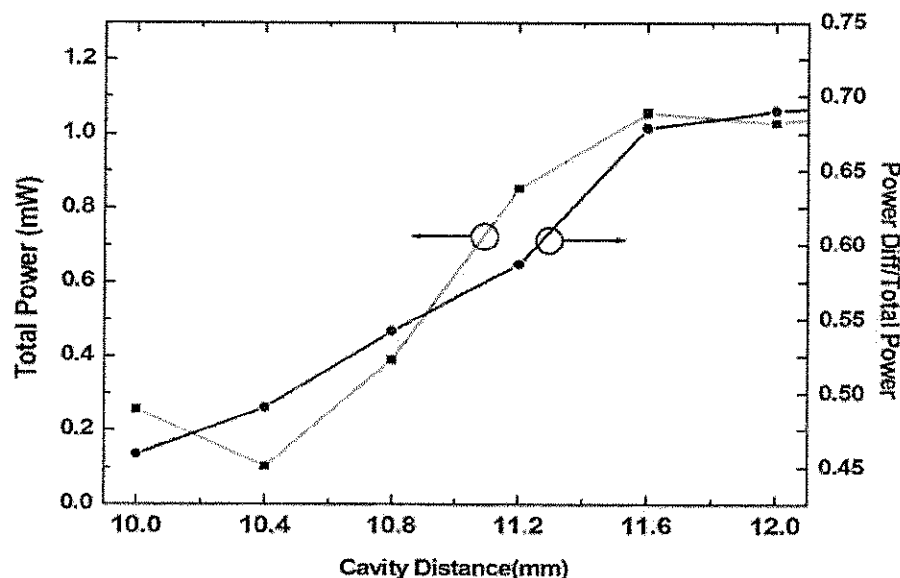


图 3.12 输出功率情况随谐振腔间距 $|L_1-L_2|$ 的变化曲线

2、谐振腔折射率调制对输出功率的影响

激光器作为一个功率器件，我们总希望尽可能增大其输出功率。而增大输出功率的途径在于增加光腔增益或降低损耗，由第2章的讨论可知，DFB腔的折射率调制幅度 Ac 是从结构上控制 DFB 腔增益和损耗的关键参数。图 3.13 为双波长 DFB 激光器输出总功率随折射率调制幅度 Ac 的变化曲线，DFB 腔其它参数同表 3.2。由图可知，为了获得最大的输出功率，最佳折射率调制幅度应在 0.4×10^{-4} 左右。当 $Ac < 0.4 \times 10^{-4}$ 时，光栅对纵向光场的限制能力较弱，透射损耗增大，输出功率降低；当 $Ac > 0.4 \times 10^{-4}$ 时，虽然透射损耗较小，但由于光栅对纵向光场的限制能力较强，光场仅分布在很小的一段区域内，获得的增益较小，相应的输出功率也会降低。需要指出，最佳折射率调制与光纤增益系数、饱和光强等参数都有关系，在此不再详细讨论。

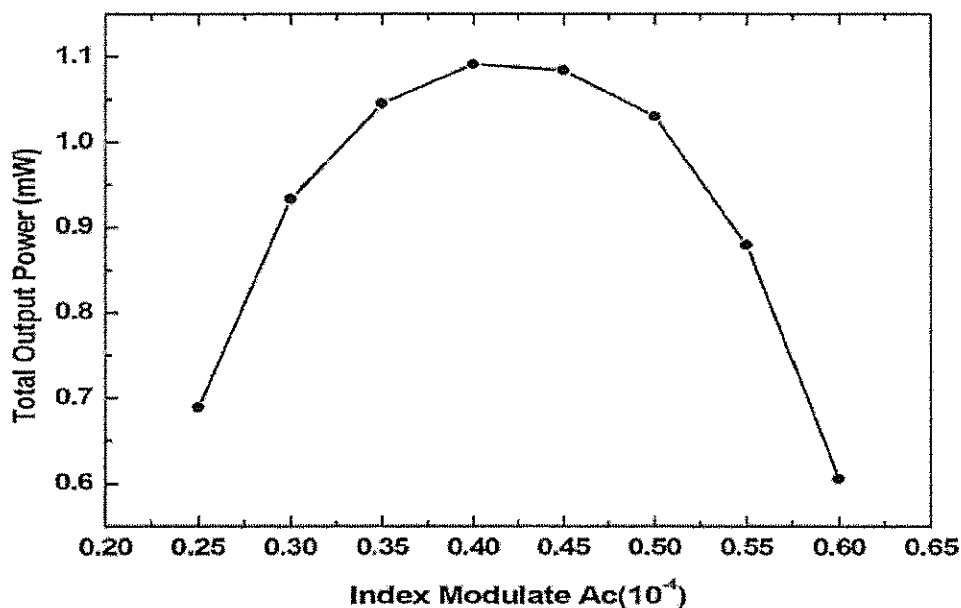


图 3.13 输出功率随折射率调制幅度变化曲线

3.3 基于非对称相移的双波长DFB激光器

3.3.1 激光器结构设计

在第二章 2.2.3 小节中我们提到，在含有非 π 相移 φ ($-\pi < \varphi < \pi$) 的 DFB 谐振腔中，主谐振波长将偏离光栅中心波长，并且当 $\varphi < 0$ 时，主谐振波长偏向短波一侧， $\varphi > 0$ 时，主谐振波长偏向长波一侧。因此，如果我们在 DFB 腔中 A 和 B 两处引入两个非 π 相移 φ 和 $-\varphi$ ($\varphi > 0$)，如图3.14所示，将会产生两个关于中心波长对称的主谐振点。

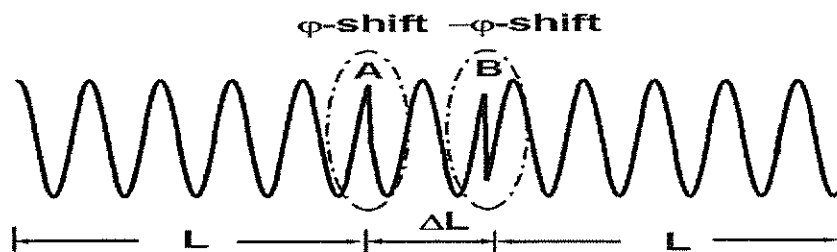


图 3.14 非对称相移双波长 DFB 激光器结构示意图

表 3.3 DFB 腔参数设置

参数	数值
折射率调制幅度 Ac	0.5×10^{-4}
DFB 腔总长度 $2L + \Delta L$	70mm
相移间隔 ΔL	10mm
相移大小 φ	0.6π
光纤折射率 n_{eff}	1.4512
光栅周期 Λ	$1550\text{nm}/2n_{eff}$

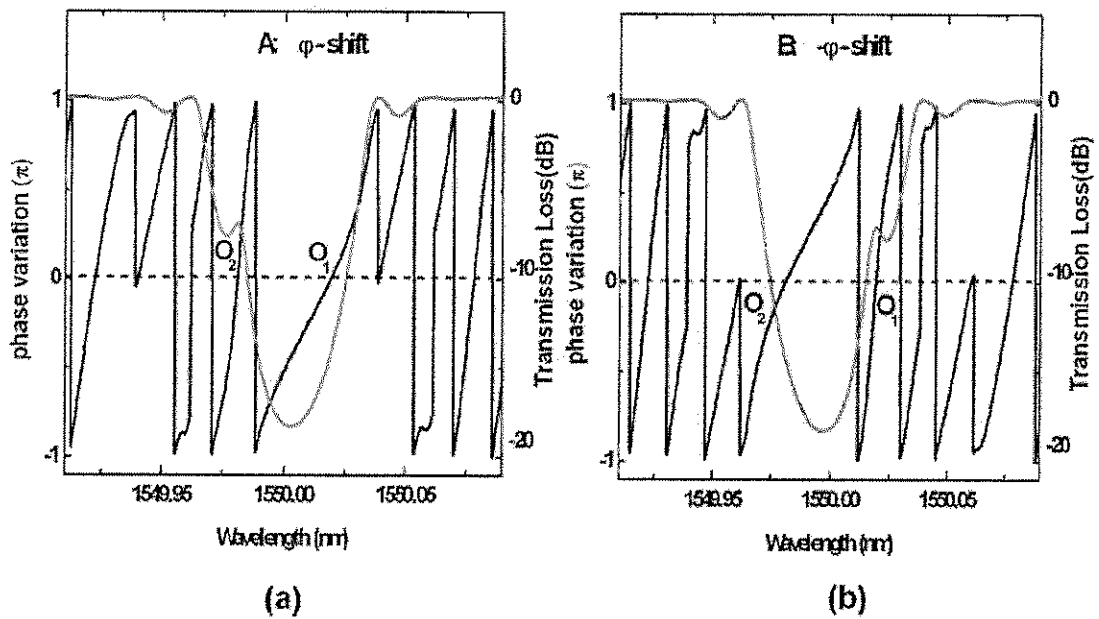


图 3.15 单程相位及透射损耗变化曲线: (a) 谐振腔 A 中; (b) 谐振腔 B 中

设该 DFB 腔的参数如表 3.3 所示。与 2.2.4 节相类似, 这种结构中含有两种谐振腔: 相移 A 处的谐振腔 A 和相移 B 处的谐振腔 B。我们分别计算出光在谐振腔 A、B 中的单程相位及单程透射损耗变化曲线, 如图 3.15 所示。可以看到, 在谐振腔 A 和 B 中, O_1 、 O_2 均为主谐振点, 但在 A 处, 谐振点 O_1 的透射损耗远小于 O_2 的透射损耗, 模式竞争使得 O_1 成为激光波长, 即谐振腔 A 构成了 O_1 的谐振腔; 相应地, 谐振腔 B 附近构成了 O_2 的谐振腔。因此, 在图 3.14 所示结构中, 实现了“部分分离谐振腔”, 使

其得以支持双波长激射，激射波长为光腔的主谐振点 O_1 （波长为 λ_1 ）和 O_2 （波长为 λ_2 ）。正是由于 φ 和 $-\varphi$ 相移大小的不对称性，造成了这两个谐振腔的部分分离，因此，我们将这种结构的双波长激光器称为基于非对称相移的双波长 DFB 激光器。由于谐振腔的“部分分离”，我们可以将这种结构看作两个分别含有 φ 相移和 $-\varphi$ 相移谐振腔的串联。图 3.16 给出了该 DFB 腔的透射谱，可以看到，在主谐振点 O_1 和 O_2 两处，出现了两个对称的透射峰。

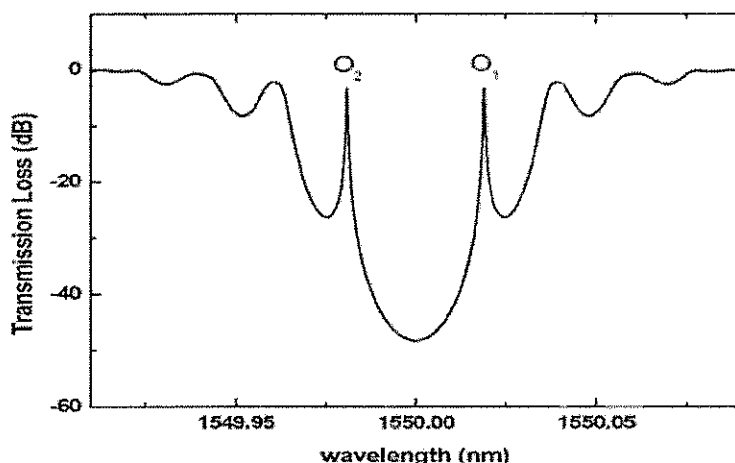


图 3.16 基于非对称相移的 DFB 腔透射谱

3.3.2 基于非对称相移的双波长 DFB 激光器实验结果及讨论

利用氩离子倍频激光器（提供折射率调制）、压电陶瓷微动平台（提供光栅相移）和电控平移台（移动光斑进行扫描），我们将图 3.14 所示光栅结构写在一段载氢后的掺铒光纤上，光栅具体参数如表 3.3 所示，所使用的掺铒光纤吸收系数为 10dB/m。我们将制作的光栅按照图 3.7 所示方式与 980nm 半导体泵浦及光谱测试设备相连接，即可得到一个基于非对称相移的双波长 DFB 光纤激光器。我们将半导体泵浦的输出功率调到 120mW，此时激光器双波长输出功率为 124 μ W，双波长间隔为 53 μ m（6.6GHz）。激光器输出谱线如图 3.17 所示，与图 3.9 类似，我们也是每隔半小时测量一次光谱以验证其双波长工作的稳定性。可以看到，该 DFB 激光器具有非常稳定的双波长输出，这从实验上证明了这种非对称相移结构的双波长激光器成功地克服了模式竞争问题，实现了稳定的双波长激射。

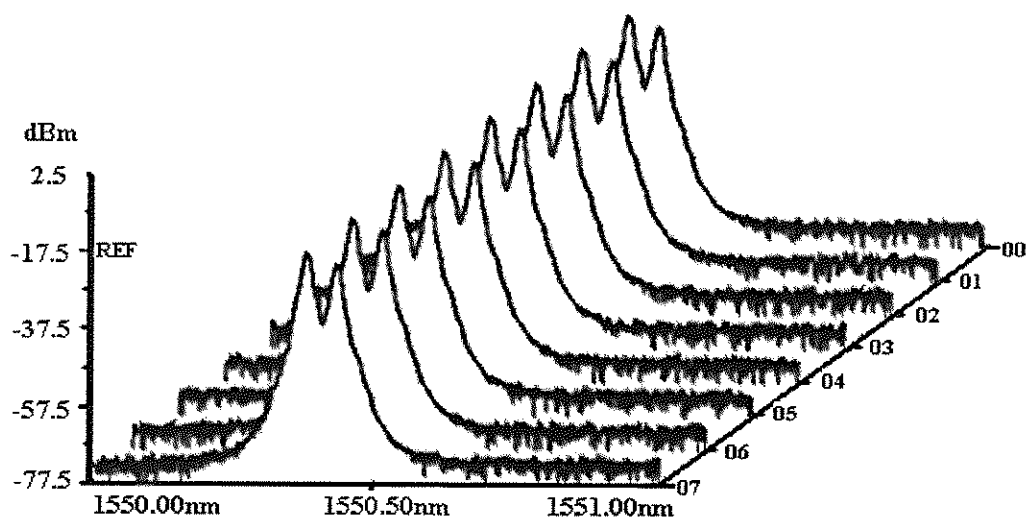


图 3.17 双波长 DFB 激光器的连续测试光谱（每 0.5h 测试一次）

表 3.4 基于叠印光栅的双波长 DFB 光纤激光器仿真参数设置

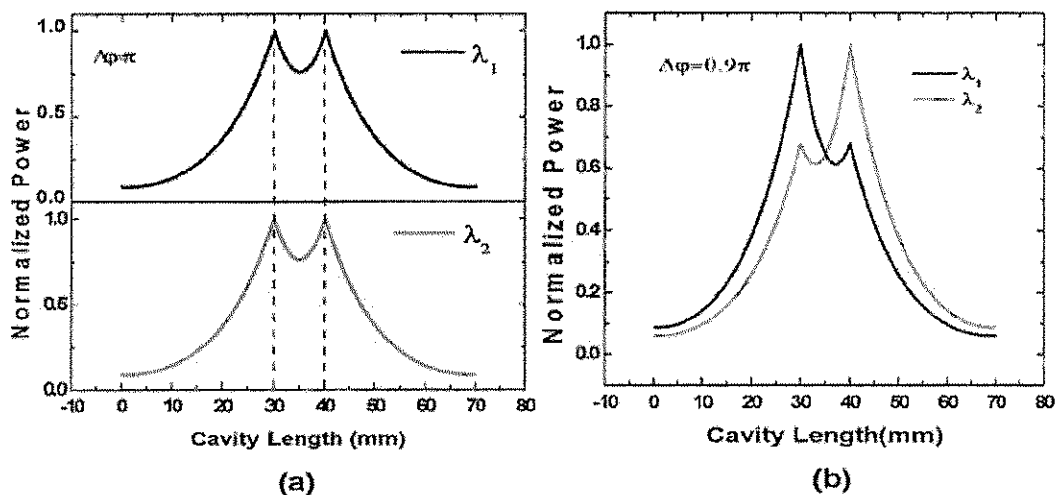
参数	数值
折射率调制幅度 A_c	0.5×10^{-4}
DFB 腔总长度 $2L + \Delta L$	70mm
相移间隔 ΔL	10mm
相移大小 φ	0.6π
光纤折射率 n_{eff}	1.4512
光栅周期 Λ	534nm
光腔净增益 σ_G	$5/\text{m}^{11}$
光腔饱和光强 I_s	5mW

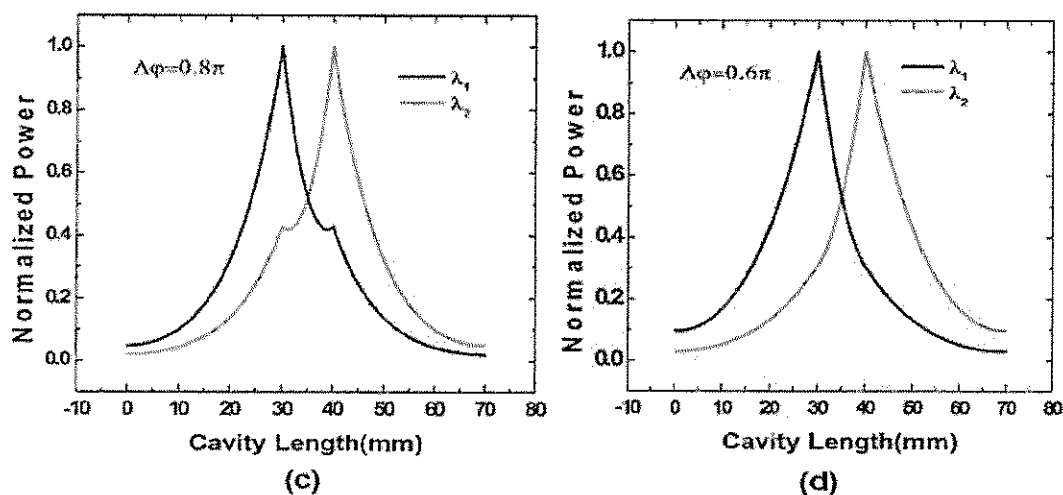
下面我们通过激光器时域仿真的方法简单研究一下光栅参数对双波长输出的影响。其中，谐振腔间隔（相移间隔） ΔL 对双波长功率差的影响以及折射率调制幅度 A_c 对输出功率的影响，具有和 3.2.3 小节中相同的结论，这是因为它们都是基于“部分分离谐振腔”激射机制，在此不再讨论。本小节主要讨论相移大小 φ 对激光器输出的影响。激光器仿真的基本参数设置如表 3.4 所示。

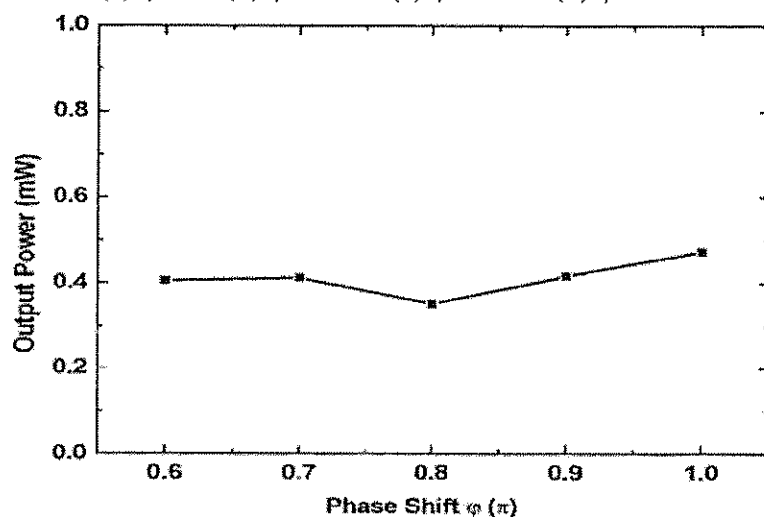
¹¹ 掺铒光纤的增益要小于 Er-Yb 共掺光纤，并且光纤载氢后会增大损耗，所以此处的净增益系数比表 3.2 中小 3dB。

图 3.18 所示为, 在不同相移大小 φ 下, 双波长激光器主谐振波长 λ_1 和 λ_2 的光场分布曲线。 $\varphi=\pi$ 时, 如图 3.14 所示, 光腔 A、B 处相移大小均为 π , 激光器具有完全对称的结构, λ_1 和 λ_2 的光场分布完全相同, 两波长间的模式竞争最为激烈。 $\varphi=0.9\pi$ 时, A、B 两处相移大小不同, 非对称相移破坏了激光器结构的对称性, 使得波长 λ_1 的光场主要集中在谐振腔 A 中, 但由于此时相移大小 φ 和对称相移 π 差别不大, 波长 λ_2 在谐振腔 A 中的透射损耗不是很大, 仍能形成一定程度的谐振, 因此 λ_2 还有相当一部分光场分布在谐振腔 A 中, 此时两波长的模式竞争仍然比较激烈。随着 φ 的进一步减小, 波长 λ_2 在谐振腔 A 中的透射损耗进一步增大, 谐振现象慢慢减弱, 当 $\varphi=0.6\pi$ 时, 波长 λ_2 在谐振腔 A 中的谐振现象基本消失, 此时波长 λ_1 的光场主要集中在谐振腔 A 中, 波长 λ_2 的光场主要集中在谐振腔 B 中, 实现了谐振腔“部分分离”, 两波长间的模式竞争最小, 为获得稳定的双波长激射提供了条件。

图 3.19 所示为双波长输出功率随相移 φ 的变化曲线。可以看到, 相移大小对双波长输出功率没有明显的影响。这是因为, 当相移 φ 从 0.6π 变为 π , 虽然 λ_1 和 λ_2 光场分布的重合部分增大, 模式竞争加剧, 但同时, 两波长光场的分布范围也增大了, 由原来的每个波长局限于一个谐振腔 ($\varphi=0.6\pi$ 时) 变为两波长共用两谐振腔, 因此其总体增益没有发生太大的变化, 输出功率基本恒定。但是, 虽然输出功率基本恒定, 但由于模式竞争, 随着 φ 接近 π , 激光器双波长工作的稳定性急剧恶化, 容易出现跳模现象。




 图 3.18 相移大小 ϕ 对 DFB 腔光场分布的影响

 (a) $\phi = \pi$; (b) $\phi = 0.9\pi$; (c) $\phi = 0.8\pi$; (d) $\phi = 0.6\pi$

 图 3.19 相移大小 ϕ 对输出光功率的影响

3.4 本章小结

在本章中，我们提出了一种新的机制来支持 DFB 光纤激光器中的双波长激射，即“部分分离谐振腔”机制。在这种激射机制作用下，由于“谐振腔分离”，DFB 光纤激光器中不同波长的光利用不同部分的增益介质形成稳定振荡，模式竞争问题成功地得到了解决；因为“部分分离”，各个激射波长之间相互作用，使其具有较好的相关性及较小的相对相位噪声，

这为利用双波长激光器进行拍频创造了条件。利用这种激射机制，我们首先设计了一种基于叠印光栅的双波长DFB激光器结构，提出了一种简单的方法用于简化这种叠印光栅的制作过程，并最终实现了输出功率为 $830\mu\text{W}$ （泵浦功率为 120mW 时）的双波长光纤DFB激光器，其双波长间隔为 0.312nm 。激光器时域仿真结果表明，这种结构实现了两个波长谐振腔的部分分离，抑制了模式竞争问题。因此我们获得的双波长输出非常稳定。然后，我们又设计了一种基于非对称相移的双波长DFB激光器结构，这种结构同样可以实现谐振腔的部分分离，抑制模式竞争，最终我们实现了输出功率为 $124\mu\text{W}$ （泵浦功率为 120mW 时）的稳定激射的双波长光纤DFB激光器，其双波长间隔为 53pm 。顺便指出，根据“部分分离谐振腔”机制，我们还设计制作了另一种基于啁啾光栅的双波长DFB激光器^[21]，限于篇幅原因，本论文中没有涉及这部分内容。

第4章 双波长激光器的应用

4.1 引言

随着信息技术的发展,对接入网传输容量的要求急速增高,使用微波进行宽带移动或无线传输是被普遍看好的解决办法。然而,目前微波频段的有限带宽成为巨大的障碍。人们开始考虑新的微波频段——30-70GHz的宽带范围。这一频段具有很多优点,尤其是用于短距离连接。60GHz微波在大气中的传输损耗高达14dB/km,在蜂窝移动通信中这意味着同一频率可以更频繁的重复利用;微波频率处的天线增益很高,从而降低了对发射机的功率要求。因此,高频微波是理想的短距离功率通信载体。然而高频的微波信号的产生、传输和处理对传统微波器件而言是一个很大的挑战,将光电子技术应用到微波领域能够降低成本、提高系统性能。传统的微波信号发生源成本较高,且微波频率受到很大限制,采用光外差的方法产生微波信号是一个很有前景的解决办法。这种信号源可以有光信号和微波信号两种输出,后者可以应用于需要微波信号源的场合,而前者可以直接应用于微波光子学。

本章主要讨论利用双波长光纤激光器进行光学外差产生高频微波信号。双波长光纤激光器进行微波产生的优点在于频率稳定性高,相位噪声小,谱线宽度窄的特点。已有的实验表明^[23-24],稳定的双波长单纵模光纤激光器,能够在不需要任何复杂反馈机制下产生线宽很窄的微波信号。

本章将利用第3章中所提到的双波长DFB光纤激光器进行微波产生。其中,4.2节简要介绍光外差法产生微波信号的原理,给出利用双波长DFB激光器产生40GHz微波信号的实验结果,并对微波信号的稳定性进行分析;4.3节将介绍利用光调制器和双波长激光器实现高频可调谐微波产生,并给出20GHz-60GHz可调谐微波产生的实验结果。

4.2 双波长激光器在高频微波产生中的应用

4.2.1 光外差法产生微波信号的原理

将两束波长不同的激光合路到某种非线性介质中，如图 4.1 所示，将得到频率大小为两激光频率差的微波信号，这一过程叫做光学外差，又称为光学拍频。光学拍频的输出端产生了新的频率，因此光学拍频的过程中必然产生了某种非线性效应。

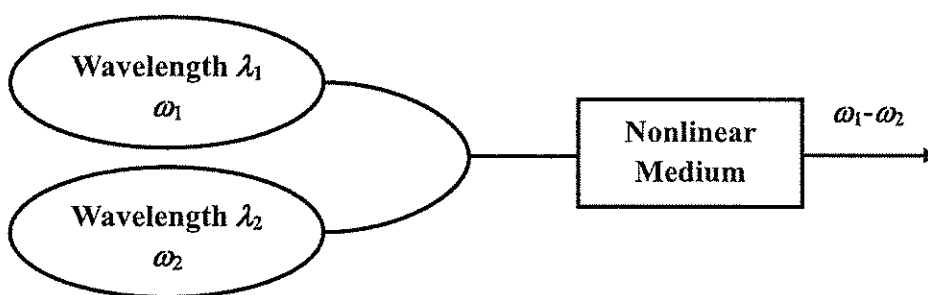


图 4.1 光学外差法原理示意图

我们知道，光电探测器是一种服从平方检波率的非线性器件，并且在很宽的光频范围内都有相应的光电探测器件，因此光电探测器是产生光学拍频的理想介质。在本章中，我们采用光电探测器作为拍频器件。假设激光角频率分别为 ω_1 、 ω_2 ，它们均为高斯脉冲：

$$I_{1,2}(t) = I_{1,2} \exp\left[-\frac{(t - t_0)^2}{T_{1,2}^2}\right] \exp\left[\phi_{1,2}(t)\right] \quad (4.1)$$

其中， $I_{1,2}$ 为两激光的功率， $T_{1,2}$ 为光脉冲的 e^{-1} 半宽度， $\phi_{1,2}(t)$ 为激光器的相位噪声。

不考虑激光器相位噪声，根据傅立叶变换，脉冲的频谱仍为高斯线型：

$$S_{1,2}(\omega) = I_{1,2} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Omega_{1,2}^2}\right] \quad (4.2)$$

其幅度谱的半高全宽 FWHM 为：

$$\Delta\omega = 2\Omega_{1,2} \quad (4.2)$$

式(4.1)所示高斯光脉冲经过光电探测器时, 根据平方检波率, 探测器输出信号为:

$$I_m = \langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \rangle$$

其中, $\langle E \rangle$ 表示对场强 E 的时间平均值, 它表征探测器具有有限的响应速度, 当探测器响应时间远小于 E 的变化周期时, $\langle E \rangle = E$ 。 $|E_1|^2$ 和 $|E_2|^2$ 与时间无关, 是探测器输出的直流分量; $E_1 \cdot E_2^*$ 为差频分量, 即拍频所得的微波信号。考虑探测器响应时间远小于差频分量变化周期, 则拍频微波信号 I_m 为:

$$I_m = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle E_1 E_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \rangle \quad (4.3)$$

其频谱的 FWHM 为:

$$\Delta \nu = \Delta \nu_1 + \Delta \nu_2 + 2\Delta \nu_{\phi} \quad (4.4)$$

即, 通过光学拍频得到的微波信号的线宽取决于两激光信号的线宽。

若考虑两激光器的相位噪声, 则式(4.3)为:

$$I_m = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle E_1 E_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \rangle \quad (4.5)$$

当两个频率的光脉冲无任何关联时, $\langle \exp[j\phi_1(t) - j\phi_2(t)] \rangle = 0$, 无拍频信号产生; 当两激光器有比较强的关联时, $\phi_1(t) - \phi_2(t)$ 与时间无关或以很低的频率变化, $\langle \exp[j\phi_1(t) - j\phi_2(t)] \rangle$ 为一非零常数, 可以得到比较强的拍频信号。

通过以上分析, 为了得到频率稳定性好、线宽窄的高频微波信号, 两个用于拍频的激光需要有很窄的线宽、很高的频率稳定性以及较强的关联性, 而双波长光纤激光器在这些方面的优势使其在高频微波信号发生中有很好的应用前景。

4.2.2 40GHz 微波信号产生的实验结果

我们利用第三章 3.2 节中所得到的基于叠印光栅的双波长 DFB 光纤激光器来进行高频微波产生。光外差法产生微波信号的频率 Δf 与双波长激光器波长间隔 $\Delta \lambda$ 的关系为：

$$\Delta f = \frac{c}{\lambda_0} \Delta \lambda \quad (4.6)$$

其中， λ_0 为光栅中心波长，约为 1552.5nm； c 为真空中光速。对于 3.2 节中所得到的双波长激光器，其波长间隔为 0.312nm，相应地，产生的微波频率为 38.80GHz。

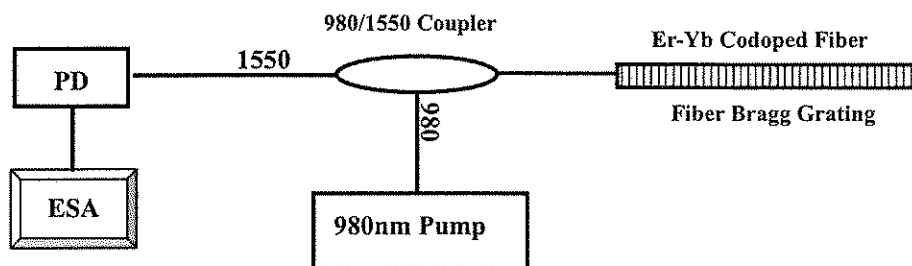


图 4.2 光学拍频产生微波信号

将双波长激光器、半导体泵浦及光电探测器按照图 4.2 所示结构连接，即可利用光学拍频在光电探测器中产生微波信号。由电频谱仪测得的微波信号频率谱如图 4.3 及图 4.4 所示。

由图 4.3 可知，在频谱仪零频附近（0-0.5GHz），只存在直流频率，不存在相邻纵模的拍频，这说明每个激光器均工作在单纵模状态。另外，在 750MHz 左右存在一个微波频率，这是由偏振拍频产生的：光腔中的双折射使得每个激射波长的两个正交偏振态之间存在微小的频率差，从而得到 750MHz 的偏振拍频。在实验中，我们发现，如果在光腔上施加适当的扭应力，可以消除偏振拍频，这可能是由于扭应力使光纤中产生偏振相关损耗 PDL（Polarization Dependant Loss），某一方向偏振态的损耗较大而不发生激射，双波长激光器处于单偏振单纵模输出状态，并且两个波长的输出偏振态相同。

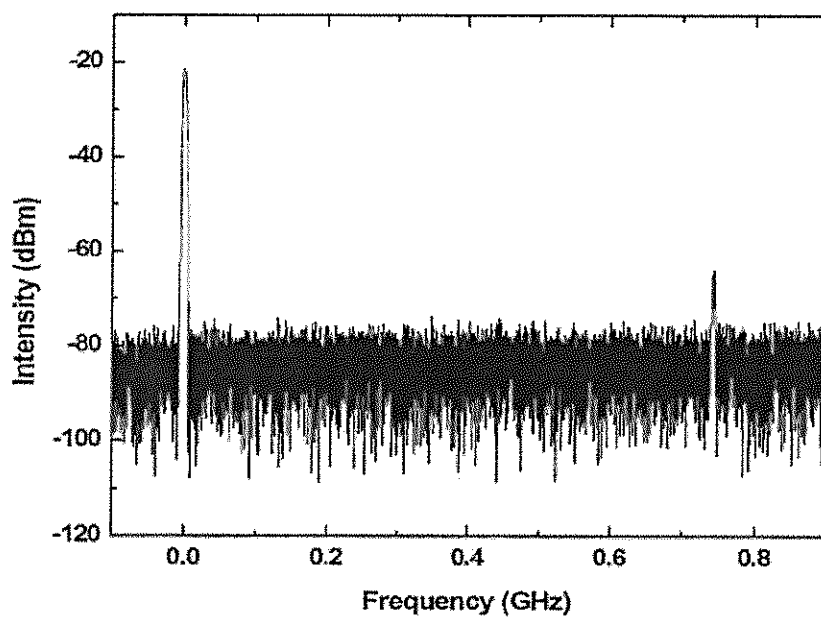


图 4.3 光学拍频所得微波信号频率谱（零频附近）

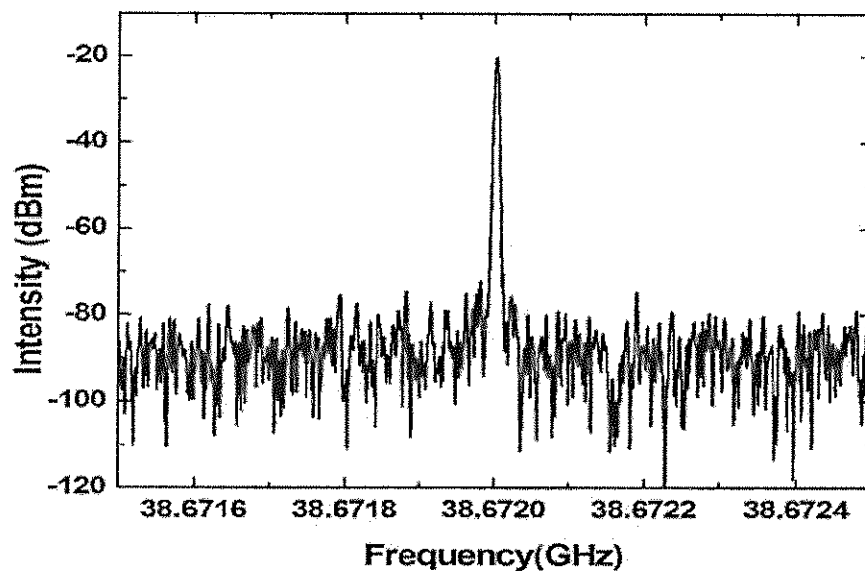


图 4.4 光学拍频所得微波信号频率谱（40GHz 附近）

由图 4.4 可知，在频率 38.67GHz 左右产生了两波长的拍频微波信号，微波信号的带宽约为 6kHz，根据式(4.4)，每个激光波长的功率谱半高全宽约为 3kHz。我们在室温下连续观察半个小时，在无任何反馈的情况下，

产生的微波频率漂移在 10MHz 以内,这说明双波长激光器的两激励波长具有很好的频率稳定性,并且相位噪声很小,两激励波长的相位具有很强的关联性。

4.2.3 微波信号的稳定性分析

与传统的微波产生方法相比,利用双波长激光器进行拍频产生的微波信号,频率稳定性比较差,频率漂移比较大。由式(4.6)可知,拍频微波频率与双波长激光器的波长间隔关系密切,波长间隔变化 1pm,微波频率会发生 125MHz 的漂移。可见,微波频率对波长间隔的变化是非常敏感的。光纤激光器的工作波长受环境影响很大,在不加反馈及温控措施的情况下,光纤激光器的波长漂移现象是非常严重的。在双波长光纤 DFB 激光器中,环境变化使激光器的两个工作波长向同一方向漂移,因而波长间隔变化不大,这在很大程度上减小了微波频率的漂移。虽然如此,由于微波频率对波长间隔极其敏感,我们仍需对其稳定性进行分析。

我们知道,环境中温度、应力等因素的变化会改变光栅的有效折射率,进而改变光纤 DFB 激光器的工作波长。光纤中温度或应力变化与有效折射率变化的关系为:

$$\Delta n_{\text{eff}} = \alpha \Delta T + \zeta \Delta T + p_{\epsilon} \Delta \epsilon \quad (4.7)$$

其中, ΔT 为温度变化量, ϵ 为光纤应变变量; α 为光纤热膨胀系数,其典型值为 $0.55 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$; ζ 为热光系数,典型值为 $6.3 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$; p_{ϵ} 为弹光系数,典型值为 0.22。

温度与应力对有效折射率具有相同的影响,因此我们仅讨论温度变化对微波频率的影响,讨论的激光器模型为 3.2 节中基于叠印光栅的双波长 DFB 光纤激光器,其基本参数如表 3.1 所示。由式(4.7)可知,温度变化 1°C ,有效折射率变化 10^{-5} ,对于中心波长在 1550nm 附近的光栅,其中心波长变化约为 10pm。对上述双波长 DFB 激光器结构,光栅温度整体变化 1°C ,其双波长间隔变化仅为 0.02pm,即 2MHz 左右。环境温度在短时间内变化

5°C 以上的可能性很小,因此我们实验中所观察到的微波频率 10MHz 左右的漂移主要不是由这种原因引起的。

我们知道,除了整体温度变化之外,光栅上各点温度变化不均匀也会对光栅性质产生影响,下面主要讨论这种情形。我们采用下面的模型:光栅一端温度变化 1°C,而另一端温度不变,这样在光栅上就形成了一个温度场,光栅每一点的有效折射率都不相同。根据式(2.10),我们将这种有效折射率的微小差别等效为光栅的直流折射率调制函数 $Dc(z)$,利用传输矩阵的方法进行光栅仿真,确定双波长激光器的激射波长,进而得到温度的不均匀变化对双波长间隔的影响。经过计算,发现当光栅两端温度差变化为 1°C 时,激光器双波长间隔变化 1.14pm,相当于 143MHz,变化幅度很大,因此光栅温度的不均匀变化是造成拍频微波频率不稳定的主要原因。

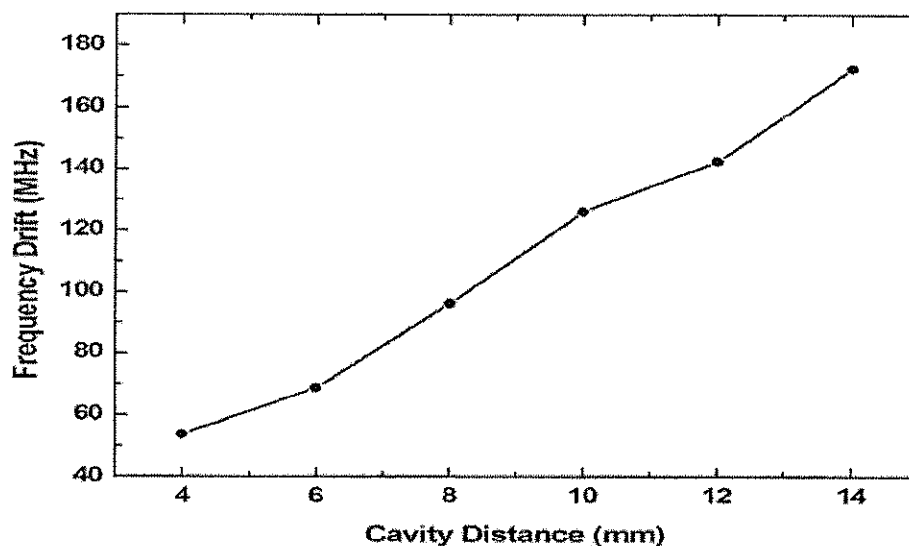


图 4.5 微波频率漂移与谐振腔间隔的关系

下面我们讨论如何通过改进上述激光器结构来减小这种光栅温度不均匀变化对微波频率的扰动。通过增加激光器两个波长之间的相关性,可以降低波长间隔对环境的敏感性,从而减小微波频率的漂移。我们知道,减小谐振腔间距 $|L_1 - L_2|$,可以使两波长间的相互作用增强,从而增加双波长相关性。将表 3.1 中 DFB 腔其它参数保持不变,我们可以得到微波频率

漂移与谐振腔间隔 $|L_1-L_2|$ 关系曲线（光栅两端温度差变化 1°C 时），如图 4.5 所示。可以看到，随着谐振腔间隔的减小，双波长相关性增强，光栅温度发生不均匀变化时，两个波长以几乎相同的幅度向同一方向移动，拍频微波频率的漂移减小。因此，为了降低环境变化对微波频率的影响，在保证两波长模式竞争得到足够抑制的前提下，应当尽量减小谐振腔之间的距离，以增大两波长间的相关性。

除了激光器结构因素，激光器增益介质对产生的微波频率稳定性也有着非常重要的影响。光纤 DFB 激光器腔长相对较短，为了使其激射，往往需要用增益系数比较大的掺杂光纤。如果使用高掺杂的掺铒光纤，由于 Er 离子是三能级结构，当 Er 离子掺杂浓度较高时，Er 离子的协同上转换（co-operative up-conversion）效应以及浓度淬灭效应（concentration quenching），会使大量 Er 离子以无辐射跃迁的形式向低能级跃迁，而无辐射跃迁的能量通常以热的形式释放出去，使得光腔性质发生快速变化，从而造成微波频率的极度不稳定^[25-26]。在实验中，我们曾使用过高掺杂的掺铒光纤，虽然得到的双波长激光器从光谱上看非常稳定，但产生的微波频率漂移速度非常快，远大于电频谱仪的扫描速度，因此在频谱仪上表现为一片频带，而看不到单个频率峰。采用 Er-Yb 共掺光纤代替高掺杂掺铒光纤可以有效地解决这个问题^[27]。Er-Yb 共掺光纤的能级结构可以有效地抑制离子的无辐射跃迁，并且增益很高，是制作双波长激光器的理想增益介质。图 4.4 所示微波频谱即为采用 Er-Yb 共掺光纤得到的拍频结果。

4.3 基于双波长激光器的20-60GHz可调谐微波产生

4.3.1 调谐原理

相比于产生固定频率的微波信号，可调谐微波产生将更具有应用前景。以往的研究中，已有一些利用光产生可调谐微波的方法，这些方法基本都是基于光调制器和参考微波源^[18]。但这些方法很难用于高频可调谐微波的产生，因为这需要频率很高的光调制器和微波源，或需要利用调制器的高次谐波，其中前者对器件要求较高，增加了系统成本，而后者由于利

用的是高次谐波，转换效率较低。在本小节中，我们将提出一种新的结构，将双波长激光器与光调制器相结合，来实现高频可调谐微波源。

我们所设计的高频可调谐微波源原理图如图 4.6 所示，其相应的频域分析如图 4.7 所示。此处使用的双波长激光器与 4.2 节中所用的相同，其波长间隔约为 40GHz。设两激光波长分别为 λ_1 和 λ_2 ，相应的频率为 f_1 和 f_2 ，加在强度调制器上的微波频率为 Δf ，并且 Δf 在 0-10GHz 范围内连续可调。

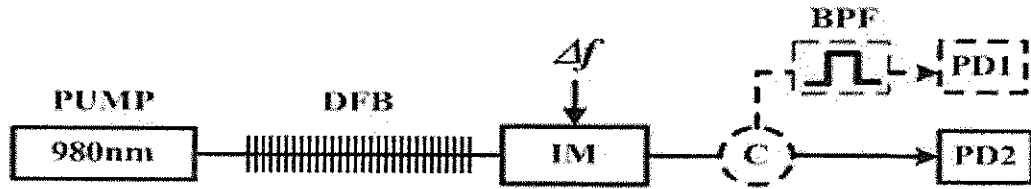


图 4.6 高频可调谐微波源结构示意图

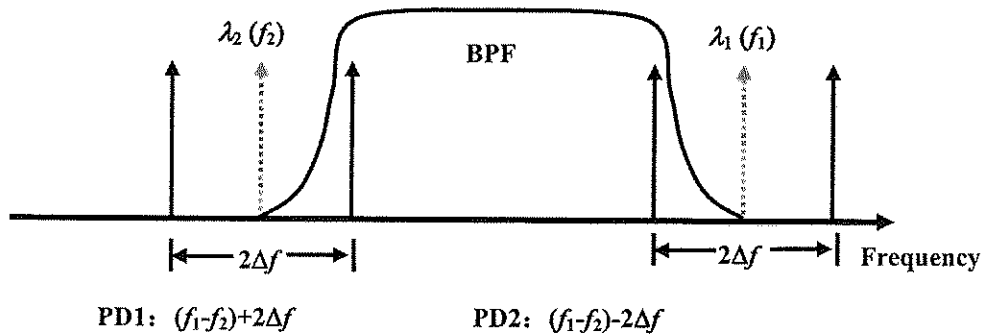


图 4.7 高频可调谐微波源频域变化示意图

设加在调制器上的微波信号为正弦信号：

$$v(t) = V_m \cos(2\pi \Delta f t)$$

其中， ε 为强度调制器的规一化偏置点， α 为规一化调制信号幅度， V_π 为调制器半波电压。光波 $\lambda_1(f_1)$ 或 $\lambda_2(f_2)$ 在强度调制器 IM 中经微波信号 $v(t)$ 调制之后，输出信号为：

$$I_{out} = I_0 [1 + \alpha \cos(2\pi \Delta f t)]^2$$

将上式进行 Bessel 函数展开，得到输出信号为：

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 - \alpha^2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 - \alpha^2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 - \alpha^2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 - \alpha^2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 - \alpha^2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 - \alpha^2} \right) \right] \\ & \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 - \alpha^2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 - \alpha^2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 - \alpha^2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 - \alpha^2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 - \alpha^2} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 - \alpha^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.8)$$

由式(4.8)可以看出，调节强度调制器偏置点使其位于 V_π 时，即 $\varepsilon=0$ 时，调制器输出信号的所有偶次项（包括零次项的载波）均为零。另外，图4.8给出了不同调制深度下的 ± 1 级与 ± 3 级调制边带的幅度对比关系，可以看到，调制深度不是特别深的情况下（ $\alpha < 1$ ）， ± 1 级边带的能量远大于 ± 3 级边带的能量。因此，在 IM 的输出端，我们仅考虑 ± 1 级边带：

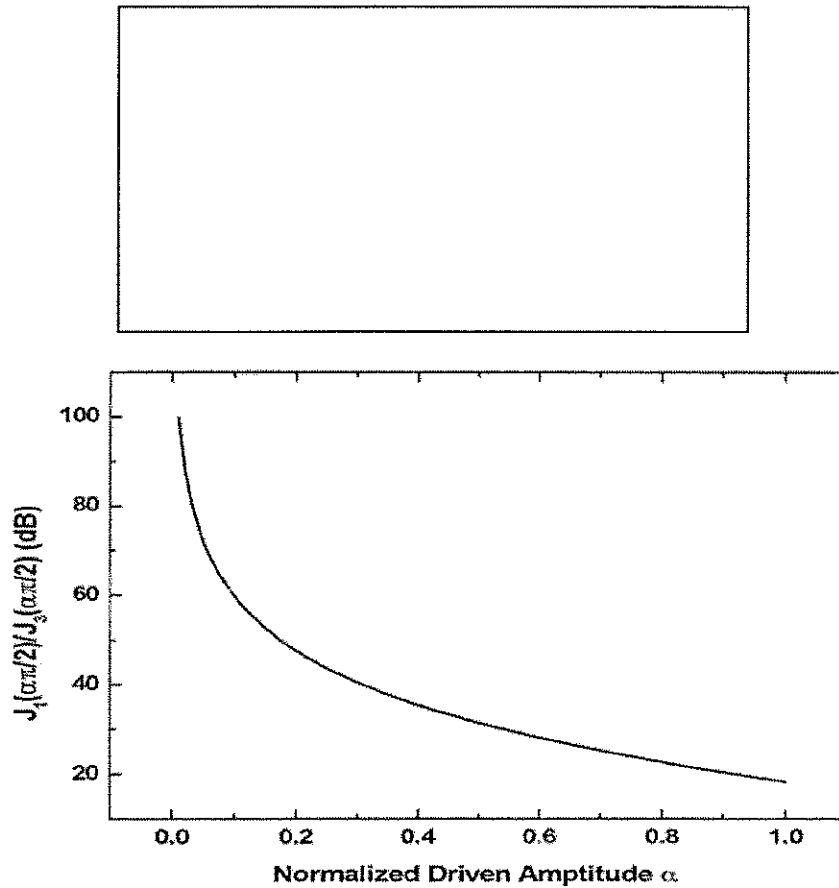


图 4.8 ± 1 与 ± 3 级调制边带幅度对比

其中, F_{1-} 和 F_{2+} 经带通滤波器 BPF 反射后, 由环形器进入光电探测器 PD2, 得到微波拍频信号 $(f_1-f_2)-2\Delta f$; F_{1+} 和 F_{2-} 透射通过 BPF 后, 进入光电探测器 PD1, 得到微波拍频信号 $(f_1-f_2)+2\Delta f$ 。因此, 通过改变调制信号的频率 Δf 可以方便地改变产生的微波信号频率, 实现可调谐微波产生。

4.3.2 反射型带通滤波器 BPF 的设计和制作

在图 4.6 和图 4.7 中, 反射型带通滤波器 BPF 将中间两个边带 F_{1-} 和 F_{2+} 反射, 使其与两侧边带 F_{1+} 和 F_{2-} 分离, 最终使 PD1 和 PD2 处得到比较纯净的拍频信号。当调制信号频率 Δf 很小时, F_{1-} 与 F_{1+} 、 F_{2-} 与 F_{2+} 之间间隔很小, 因此对 BPF 的特性提出了很高的要求。我们希望 BPF 为一理想矩形滤波器, 这是无法实现的, 我们需要设计一个边沿尽量陡的反射型带通滤波器来代替矩形滤波器。

我们知道, 光栅的反射谱与其结构之间存在傅立叶变换关系:

$$\text{[Empty Box]} \quad (4.9)$$

我们假设光栅反射谱为理想矩形滤波器:

$$\text{[Empty Box]}$$

其中 λ_0 为光栅中心波长, $\Delta\lambda$ 为滤波器带宽。根据傅立叶变换关系(4.9), 我们得到光栅折射率调制函数 $A_c(z)$ 为:

$$\text{[Empty Box]} \quad (4.10)$$

其中,

$$\text{[Empty Box]}$$

由式(4.10)可见, 理论上, 采用 sinc 函数对光栅进行切趾, 可以得到理想矩形滤波器。但是, 正如 3.2.2 小节所述, 普通的切趾方法会使光栅产生直流折射率调制, 影响光栅性质。在此, 我们介绍一种简单的切趾方法来解决直流调制问题。在光栅某一点进行曝光时, 我们首先移动模板使

其相位为 $\theta(z)$ ，曝光量为 $Ac_0/2$ ；然后移动模板使光栅相位变为 $-\theta(z)$ ，在光栅上同一点进行曝光，曝光量也为 $Ac_0/2$ 。这样，在位置 z 处，其折射率调制为：

$$n(z) = n_0 + Dc_0 + \frac{Ac_0}{2} \cos[\theta(z) - \theta(z)] = n_0 + Dc_0$$

由于光栅各点的曝光量相同，因此其直流折射率调制为一常数 Dc_0 ，光栅不存在直流折射率调制的问题：

$$n(z) = n_0 + Dc_0 + \frac{Ac_0}{2} \cos[\theta(z) - \theta(z)] = n_0 + Dc_0$$

若使

$$\theta(z) = \frac{\pi}{2} \text{sinc}\left(\frac{z}{L}\right)$$

则式(4.10)中所示切趾函数即可实现，并且这样的切趾不存在直流折射率调制问题。

图 4.9(b)给出了采用上述方法进行 sinc 函数切趾的光栅反射谱，作为对比，图 4.9(a)给出了采用普通方法进行切趾的反射谱，可以看到，普通切趾方法存在严重的直流折射率调制问题。

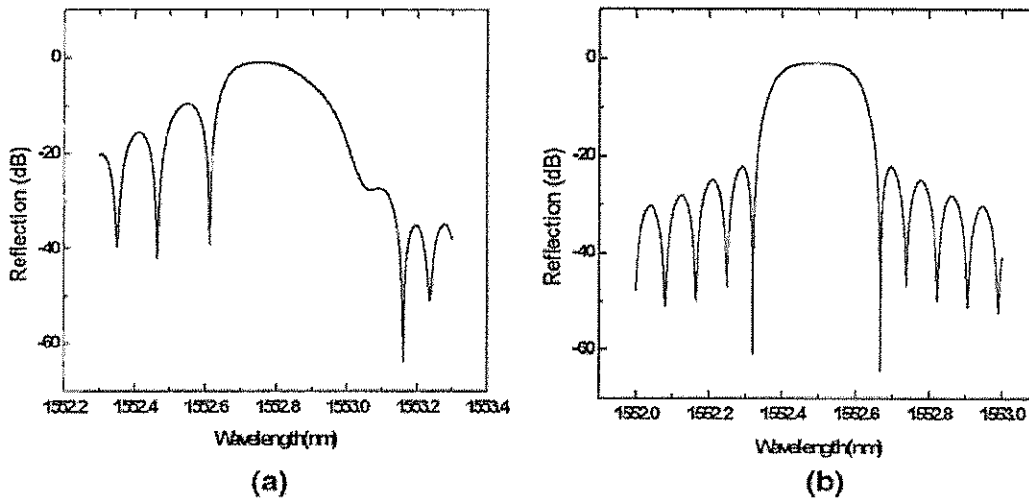


图 4.9 sinc 函数切趾光栅反射谱：(a) 普通切趾；(b) 利用 $\theta(z)$ 进行切趾

虽然理论上用式(4.9)的 sinc 函数进行切趾应该得到理想矩形滤波器，但由于式(4.9)的切趾函数在空间上是无限长的，制作光栅时我们只能截取

其中的一部分，因此得到的反射谱与理想情况下有一定差距，如图 4.9(b) 所示，该光栅的反射谱仍具有很陡的边沿，可以用于制作图 4.6 中的反射型带通滤波器 BPF，但得到的微波信号的调谐范围会在 40GHz 附近出现很小的不连续性，不连续频带的大小取决于滤波器的陡峭程度。由于仪器原因，我们并没有实际得到这样的滤波器，因此图 4.6 中含滤波器的部分我们用虚线标出。根据文献^[28]，这种滤波器确实是物理可实现的。

另外，我们也可以利用汉明（Hamming）切趾代替 sinc 函数切趾，来制作 BPF：



图 4.10 给出了采用 Hamming 切趾的光栅反射谱。Hamming 切趾光栅制作过程较 sinc 切趾简单，边模抑制比较大，但滤波器边沿的陡峭程度稍差。

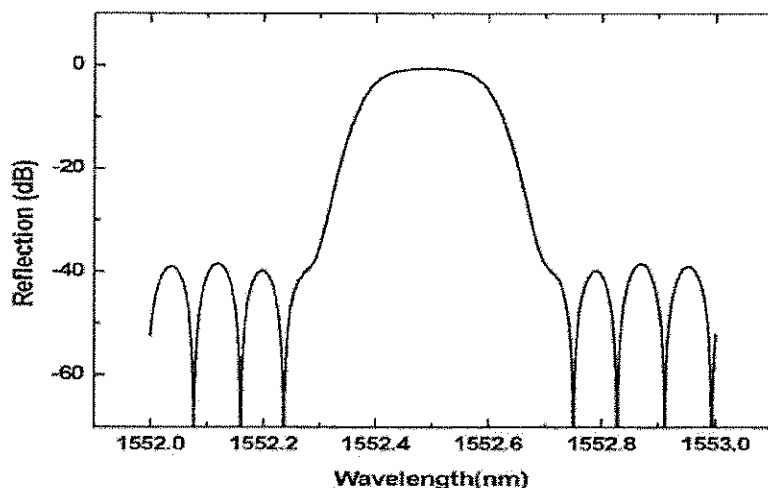


图 4.10 Hamming 切趾光栅反射谱

4.3.3 20—60GHz 可调谐微波源实验结果

利用一个 40GHz 波长间隔的双波长激光器，一个 0-10GHz 的可调微波源及相应的强度调制器，即可得到一个 20-60GHz 连续可调谐高频微波源。该微波源的实验结果如图 4.11 所示。由于电频谱仪以及探测器带宽限制，我们只能观测到频率小于 40GHz 的微波信号。

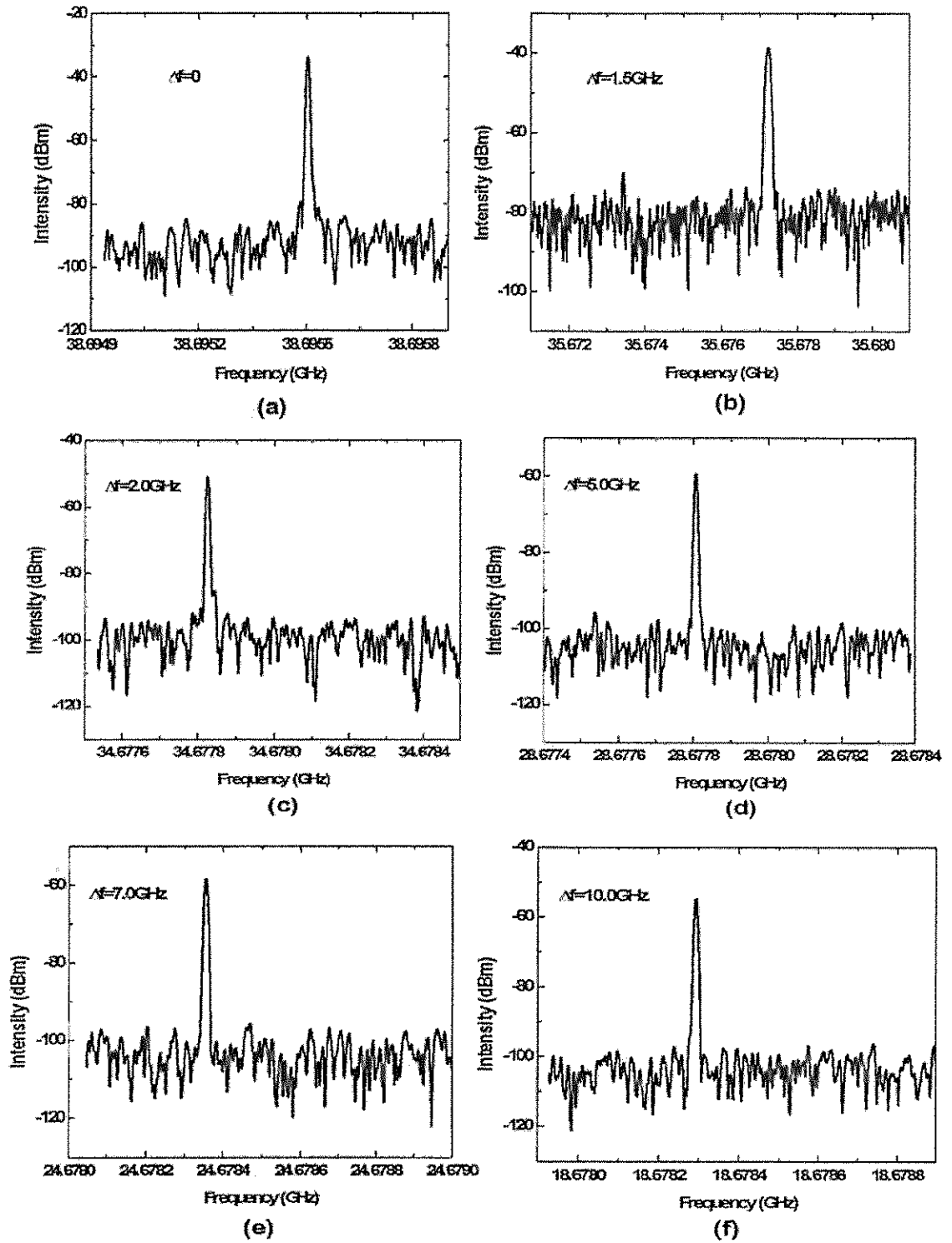


图 4.11 20-60GHz 可调谐微波产生

图 4.11(a)-(f)给出了当调制信号频率 $\Delta f=0, 1.5, 2.0, 5.0, 7.0, 10.0\text{GHz}$ 时产生的微波信号,其频率分别为 38.67、34.67、28.67、24.67、18.67GHz。在整个调谐过程中,产生的微波信号带宽均小于 10kHz,频率漂移均小于 10MHz。

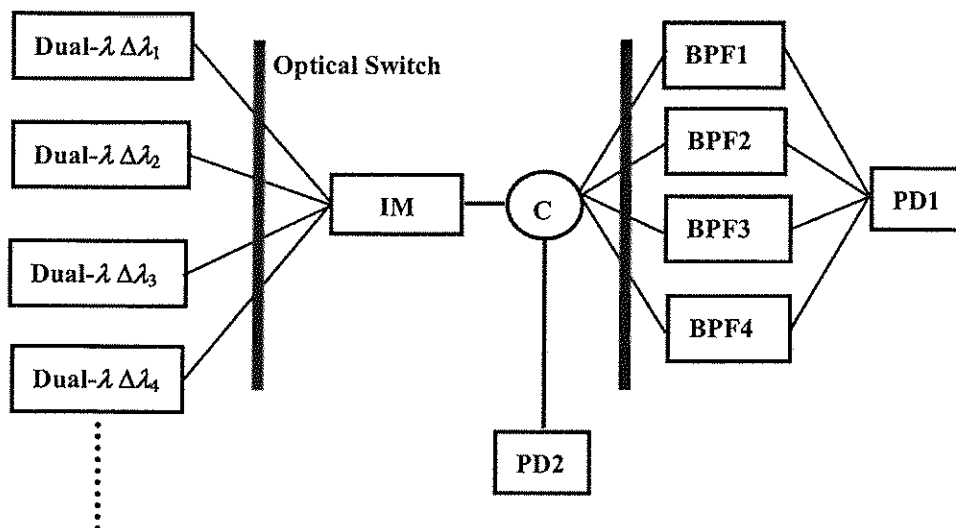


图 4.12 利用多个双波长激光器并联提高微波源的调谐范围

采用多个不同波长间隔的双波长激光器并联的方法,如图 4.12 所示,可以大大提高可调谐微波源的调谐范围。另外,通过利用调制器的高级次边带,可以进一步增大调谐范围,降低对参考微波源 Δf 和光调制器 IM 带宽的要求。

4.4 本章小结

本章中,我们主要讨论了双波长激光器在微波产生领域的应用。首先我们介绍了利用光外差法拍频产生微波信号的原理,以及产生的微波信号的性质与光信号性质之间的关系。利用我们自行设计制作的 40GHz 间隔双波长 DFB 激光器,通过双波长拍频得到了 38.67GHz 的微波信号。由于光纤激光器的窄线宽特性,该微波信号的带宽在 6kHz 以下;由于利用“部分分离谐振腔”机制获得的双波长激光器具有很好的波长相关性,该微波

信号具有很好的稳定性，在常温下以没有任何反馈的情况下，微波信号的频率漂移小于 10MHz。然后，我们简单讨论了激光器结构和增益介质材料对拍频稳定性的影响，提出了具体的解决方案。最后，利用双波长 DFB 激光器和光调制器，我们得到了 20-60GHz 可调谐微波源。

第5章 结论

本论文提出了一种新的机制，即“部分分离谐振腔”机制，用以克服双波长 DFB 光纤激光器中的模式竞争问题，进而实现稳定的双波长激射。根据这种双波长工作机制，设计了两种双波长光纤 DFB 激光器结构，均实现了稳定的双波长单纵模工作。作为双波长激光器的重要应用，实现了利用双波长 DFB 光纤激光器进行高频及可调谐微波产生。在理论工作方面，利用光纤光栅的一般理论，分析了光纤 DFB 腔的纵模特性；利用耦合模方程，建立了 DFB 激光器的时域仿真模型，实现了 DFB 激光器的时域仿真，结合仿真结果分析了影响双波长 DFB 光纤激光器工作特性的主要因素，并提出了具体的改进方法。论文工作的主要研究成果和创新点如下：

- 1) 利用光纤光栅的分析方法以及谐振腔的驻波条件，研究了 DFB 谐振腔的一些性质，包括激射波长、透射损耗等，这些结论对双波长激光器的设计具有重要意义。
- 2) 根据光纤光栅中的耦合模方程，建立了光纤 DFB 激光器的时域仿真模型，完成了仿真算法和相应的程序。基于 DFB 激光器的时域仿真，得到了 DFB 激光器的时域及频域变化规律，对激光器的设计制作具有重要的指导意义。
- 3) 首次提出了“部分分离谐振腔”机制，成功地解决了双波长 DFB 激光器中的模式竞争问题。利用该机制，设计了两种不同的激光器结构以实现双波长单纵模光纤 DFB 激光器。利于基于叠印光栅的双波长 DFB 激光器结构，得到了波长间隔为 0.312nm 的稳定输出双波长单纵模激光器；利用基于非对称相移的双波长 DFB 激光器结构，得到了波长间隔为 0.053nm 的稳定输出双波长单纵模激光器。
- 4) 作为双波长激光器的一个重要应用，研究了利用双波长拍频得到高频及可调谐微波信号，分析了激光器结构及增益介质对微波信号稳定性的影响，分别获得了 40GHz 固定频率的拍频微波信号及 20-60GHz 可

调谐微波信号，微波信号的带宽在 10kHz 以下，室温下的温度漂移在 10MHz 以内。

关于进一步的研究工作，主要有以下考虑：

- 1) 在双波长激光器方面，可以通过已有的基于叠印光栅的双波长 DFB 激光器结构，得到波长间隔更大的双波长激光器。结合响应速度更快的光电探测器，可以将其应用于更高频率的微波产生甚至 THz 波的产生中去。
- 2) 在微波产生方面，可以通过并联多个波长间隔不同的双波长激光器，或者通过利用更高级次的调制器边频，在更大的频带范围内实现可调谐微波产生，这一想法在 4.3 节中已有涉及。
- 3) 在增益介质的材料方面，可以尝试利用掺杂其它稀土元素的增益光纤，以进一步抑制增益介质中的非辐射跃迁，提高拍频微波频率的稳定性。例如，可以利用掺镱光纤，这种增益光纤中的非辐射跃迁非常小，可以获得很高的双波长及拍频微波稳定性，其增益谱线在 1064nm 附近。

参考文献

- [1] Guillaume Brochu, Sophie LaRoche, and Radan Slavík, Modeling and Experimental Demonstration of Ultracompact Multiwavelength Distributed Fabry-Pérot Fiber Lasers, *Journal of Lightwave Technology*, 2005, 23(1): 44-53
- [2] Xinhuan Feng, Hwa-Yaw Tam, and P. K. A. Wai, Switchable Multiwavelength Erbium-Doped Fiber Laser with a Multimode Fiber Bragg Grating and Photonic Crystal Fiber, *IEEE Photonics Technology Letters*, 2006, 18(9): 1088-1090
- [3] A. J. Lowery, P. C. R. Gurney, Comparison of Optical Processing Techniques for Optical Microwave Signal Generation, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1998, 46(2): 142-150
- [4] G. J. Simonis, K. G. Purchase, Optical Generation, Distribution and Control of Microwaves Using Laser Heterodyne, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1990, 38(5): 667-669
- [5] Xiangfei Chen, Zhichao Deng, and Jianping Yao, Photonic Generation of Microwave Signal Using a Dual-Wavelength Single-Longitudinal-Mode Fiber Ring Laser, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2006, 54(2): 804-809
- [6] Jong Chow, Graham Town, Ben Eggleton, et al, Multiwavelength Generation in an Erbium Fiber Laser Using In-Fiber Comb Filterse, *IEEE Photonics Technology Letters*, 1996, 8(1): 60-62
- [7] Xiangfei Chen, Jianping Yao, and Zhichao Deng, Ultranarrow Dual-Transmission Band Fiber Bragg Grating Filter and Its Application in a Dual-Wavelength Single Longitudinal Mode Fiber Ring Laser, *Optics Letters*, 2005, 30(6): 2068-2070
- [8] Shilong Pan, and Caiyun Lou, Multiwavelength Pulse Generation Using an Actively Mode-Locked Erbium-Doped Fiber Ring Laser Based on Distributed Dispersion Cavity, *IEEE Photonics Technology Letters*, 2006, 18(4): 604-606
- [9] Jay W. Dawson, Namkyoo Park, and Kerry J. Vahala, Co-lasing in an Electrically Tunable Erbium-Doped Fiber Laser, *Applied Physics Letters*, 1992, 60(25): 3090-3092
- [10] Junqiang Sun, Junlin Qiu, and Dexiu Huang, Multiwavelength Erbium-Doped Fiber Lasers Exploiting Polarization Hole Burning, *Optics Communications*, 2000, 182: 193-197

- [11] E. Desurvire, J. L. Zyskind, and J. R. Simpson, Spectral Gain Hole-Burning at $1.53\mu\text{m}$ in Erbium-Doped Fiber Amplifiers, IEEE Photonics Technology Letters, 1990, 2(4): 246-248
- [12] M. Ibsen, E. Ronnekleiv, G. J. Cowle, et al, Multiple Wavelength All-Fiber DFB Lasers, Electronics Letters, 2000, 36(2): 143-144
- [13] W. A. Clarkson, N. P. Barnes, P. W. Turner, et al, High-Power Cladding Pumped Tm-Doped Silica Fiber Laser with Wavelength Tuning From 1860 to 2090nm, Optics Letters, 2002, 27(22): 1989-1991
- [14] G. A. Ball, and W. W. Morey, Continuously Tunable Single-Mode Erbium Fiber Laser, 1992, 17(6): 420-422
- [15] Xiangfei Chen, Jianping Yao, Fei Zeng, et al, Single-Longitudinal-Mode Fiber Ring Laser Employing an Equivalent Phase-Shifted Fiber Bragg Grating, IEEE Photonics Technology Letters, 2005, 17(7): 1390-1392
- [16] 戴一堂, 新型光纤布拉格光栅的研究与应用, 清华大学博士学位论文, 2006, 13-14 页
- [17] P. Bouyer, T. L. Gustavson, K. G. Haritos, et al, Microwave Signal Generation with Optical Injection Locking, Optics Letters, 1996, 21(18): 1502-1504
- [18] Guohua Qi, Jianping Yao, Joe Seregelyi, Optical Generation and Distribution of Continuously tunable Millimeter-Wave Signals Using an Optical Phase Modulator, Journal of Lightwave Technology, 2005, 23(9): 2687-2689
- [19] Zhichao Deng, Jianping Yao, Photonic Generation of Microwave Signal Using a Rational Harmonic Mode-Locked Fiber Ring Laser, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2006, 54(2): 763-767
- [20] S. Legoubin, E. Fertein, M. Douay, Formation of Moiré Grating in Core of Germanosilicate Fiber by Transverse Holographic Double Exposure Method, Electronics Letters, 1991, 27(21): 1945-1946
- [21] Yitang Dai, Xiangfei Chen, Jie Sun, et al, Dual-Wavelength DFB Fiber Laser Based on a Chirped Structure and the Equivalent Phase Shift Method, IEEE Photonics Technology Letters, 2006, 18(8): 1964-1966
- [22] R. P. Braun, G. Grosskopf, D. Rohde, et al, Optical Millimeter-Wave Generation and Transmission Experiments for Mobile 60GHz Band Communications, Electronics Letters, 1996, 32(7): 626-627
- [23] W. Zhang, Y. C. Lai, J. A. R. Williams, et al, Optical Generation of Tunable Microwave Signal from a Dual Mode Fiber Grating DFB Laser, IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWPZOOI): 101-103

- [24] R. I. Laming, O. Graydon, W. H. Loh, et al, Triple-Frequency Operation of an Er-Doped Twincore Fiber Loop Laser, IEEE Photonics Technology Letters, 1996, 8(1): 63-65
- [25] P. Le Boudec, M. Le Flohic, P. L. Francois, et al, Self-Pulsing in Er^{3+} -Doped Fiber Laser, Optical and Quantum Electronics, 1993, 25: 359-367
- [26] F. Sanchez, P. Le Boudec, P. L. Francois, et al, Effects of Ion Pairs on the Dynamics of Erbium-Doped Fiber Lasers, Physics Review A, 1993, 48: 2220-2229
- [27] W. H. Loh, B. N. Samson, L. Dong, High Performance Single Frequency Fiber Grating-Based Erbium: Ytterbium-Codoped Fiber Lasers, Journal of Lightwave Technology, 1998, 16(1): 114-118
- [28] M. Ibsen, M. K. Durkin, M. J. Cole, et al, Optimized Square Passband Fiber Bragg Grating Filter with In-Band Flat Group Delay Response, Electronics Letters, 1998, 34(8): 800-801

致 谢

本论文是在导师谢世钟教授的精心指导下完成的，谢老师广博的知识、对学术发展方向的把握、以及丰富的人生阅历让作者受益匪浅。

特别感谢戴一堂博士在论文工作中给予作者无私的帮助和指导，与他的每次探讨都令我受益颇深。戴博士深厚的理论功底，孜孜以求的科研精神，以及对学术的专心投入等方面，堪称楷模，促使我更加努力地完善自己。

感谢陈向飞教授对作者论文工作的指导，他对科研工作的热情与追求令我终生难忘。感谢张冶金老师在工作中提供的无私的帮助。

论文工作始终得到范崇澄老师的关心和指导，在此表示诚挚的感谢。

感谢实验室陈宏伟博士、陈明华教授、陈明博士，季恒、张邺、杨四刚等老师和同学在工作中的讨论和实验上的帮助。

感谢我的父母对我的支持。

声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名：_____日 期：_____

个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果

个人简历

1982 年 7 月 19 日出生于江苏省徐州市。

2001 年 9 月考入清华大学电子工程系电子科学与技术专业, 2005 年 7 月本科毕业并获得工学学士学位。

2005 年 9 月免试进入清华大学电子工程系电子科学与技术专业攻读硕士学位至今。

发表的学术论文

- [1] Jie Sun, Yitang Dai, Yejin Zhang, Xiangfei Chen, and Shizhong Xie, "Stable dual-wavelength DFB fiber laser with separate resonant cavities and its application in tunable microwave generation," IEEE Photonics Technology Letters, vol.18, no. 24, pp. 2587-2589, 2006 (SCI, Impact Factor: 2.266)
- [2] Jie Sun, Yitang Dai, Yejin Zhang, Xiangfei Chen, and Shizhong Xie, "Dual-wavelength DFB fiber laser based on unequalized phase shifts," IEEE Photonic Technology Letters, vol.18, no.23, pp. 2493-2495, 2006 (SCI, Impact Factor:2.266)
- [3] Jie Sun, Yitang Dai, Xiangfei Chen, Yejin Zhang, and Shizhong Xie, "Thermally tunable dispersion compensator in 40-Gb/s system using FBG fabricated with linearly chirped phase mask," Optics Express, vol.14, no.1, 44-49, 2006 (SCI, Impact Factor: 3.764)
- [4] Jie Sun, Yitang Dai, Xiangfei Chen, Hongwei Chen, Yejin Zhang, and Shizhong Xie, "Dual-wavelength fiber laser with a novel distributed feedback structure and its application in microwave generation," 32nd European Conference on Optical Communication (ECOC2006, France), Paper Th2.3.3
- [5] Jie Sun, Yitang Dai, Yejin Zhang, Xiangfei Chen, and Shizhong Xie, "Tunable dispersion compensation in 40-Gb/s system using a thermally controlled fiber Bragg grating," Proceedings of SPIE, v 6021 I, Optical Transmission, Switching, and Subsystems III, 2005

- [6] Yitang Dai, Xiangfei Chen, Jie Sun, Yu Yao, and Shizhong Xie, "High-performance, high-chip-count OCDMA en/decoders based on reconstruction equivalent-chirp technique", *Optics Letters*, vol.31, no.11, 2006, pp.1618-1620 (SCI, Impact Factor: 3.599)
- [7] Yitang Dai, Xiangfei Chen, Jie Sun, and Shizhong Xie, "Wideband multichannel dispersion compensation based on a strongly chirped sampled Bragg grating and phase shifts", *Optics Letters*, vol.31, no.3, 2006, pp.311-313 (SCI, Impact Factor: 3.599)
- [8] Yitang Dai, Xiangfei Chen, Jie Sun, Yu Yao, and Shizhong Xie, "Dispersion compensation based on sampled fiber Bragg gratings fabricated with reconstruction equivalent-chirp method", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.18, no.8, 2006, pp. 941-943 (SCI, Impact Factor: 2.266)
- [9] Yitang Dai, Xiangfei Chen, Jie Sun, Yu Yao, and Shizhong Xie, "Dual-wavelength fiber laser based on a chirp structure and equivalent phase-shift method," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.18, no.17, 2006, pp. 1964-1966 (SCI, Impact Factor: 2.266)
- [10] Yitang Dai, Xiangfei Chen, Jie Sun, Yu Yao, and Shizhong Xie, "Multi-channel dispersion compensator based on a flexible structure," *Optical Fiber Communication Conference (OFC2006)*, paper OW148
- [11] Yitang Dai, Xiangfei Chen, Jie Sun, Yu Yao, and Shizhong Xie, "Reconfigurable all-optical microwave filters with desired responses based on incoherent architecture," *Conference on Lasers & Electro-Optics (CLEO2006)*, paper JThC76
- [12] Xiangfei Chen, Yitang Dai, Jie Sun, Yejin Zhang, and Shizhong Xie, "PMD compensation grating with wide dynamical span and flat-top response based on a novel equivalent-chirp method," *Proceedings of SPIE*, v 6021, *Optical Transmission, Switching, and Subsystems III*, 2005
- [13] Yitang Dai, Xiangfei Chen, Jie Sun, Yu Yao, and Shizhong Xie, "Stable dual-wavelength DFB fiber laser based on equivalent phase shift method," *Asia-Pacific Optical Communications (APOC2006)*, paper6351-67

研究成果

- [1] 孙杰, 戴一堂, 张冶金, 陈向飞, 谢世钟, "40Gb/s 光通信系统用的非线性啁啾光纤光栅制作方法", 发明专利 (申请号: CN200610011411.6)

